

Разделение изотопов в атмосферах CP звезд вследствие светоиндуцированного дрейфа

Сапар А.А., Арет А.В., Сапар Л.Ю., Пооламяэ Р.И.

Тартуская обсерватория, Эстония

Абстракт Работа посвящена изложению основных представлений о механизме диффузии элементов и их изотопов в атмосферах химически peculiarных (CP) звезд, включая разделение изотопов химических элементов в их атмосферах вследствие светоиндуцированного дрейфа (СИД). Диффузия эффективна лишь в случае спокойных атмосфер, т.е. атмосфер, в которых крупномасштабные движения (конвекция, меридиональная циркуляция, звездный ветер) крайне слабы или отсутствуют. Приведены основные формулы и описан их физический смысл. Конкретные результаты расчета даны для эволюционной картины разделения изотопов ртути в атмосферах HgMn звезд. Результаты эволюционного моделирования иллюстрированы рисунками. Рассмотрены случаи, когда исходное содержание ртути солнечное, превышает солнечное на 3 dex и на 6 dex, исходное отношение изотопов принято соответствующим земному. Расчеты проведены также для эволюции звездной атмосферы с исходным содержанием и распределением изотопов ртути соответствующим наблюдаемым в спектрах HgMn звезды HR 7775. Найдено, что эволюция приводит к оседанию более легких изотопов тяжелых элементов и, в конечном счете, сильному преобладанию в атмосфере лишь самого тяжелого изотопа, в данном случае ^{204}Hg .

Abstract Sapar A.A., Aret A.V., Sapar L.J., Poolamäe R.I. The separation of isotopes of chemical elements in the atmospheres of CP stars due to light-induced drift. Present paper is devoted to the discussion of main features of diffusion of chemical elements and their isotopes in the atmospheres of chemically peculiar (CP) stars, including the separation of isotopes of chemical elements in these atmospheres due to light-induced drift (LID). Diffusion is effective only in the case of quiescent stellar atmospheres, i.e. in the atmospheres where the large-scale motions (convection, meridional circulation, stellar wind) are lacking or are extremely weak. Main equations are given and their physical meaning has been explained. Numerical computations have been carried out for the evolutionary segregation of mercury isotopes in the atmospheres of HgMn stars. Computational results of the evolutionary modelling are illustrated by the figures. The cases where the initial abundance of Hg is solar, exceeds it by 3 dex and 6 dex are studied. The initial mixture of isotopes has been taken to be corresponding to the terrestrial one. Also the case where the initial mercury abundance and isotopic mixture correspond to the observations of HR 7775 is discussed. It has been found that evolution of stellar atmospheres

results in sedimentation of lighter isotopes of heavy elements and finally in the strong prevalence of the heaviest isotope, in the present case of the ^{204}Hg .

1. Введение

В атмосферах ртутно-марганцевых (HgMn) химически пекулярных (CP) звезд наблюдается сильно аномальное содержание тяжелых элементов, в том числе ртути и марганца, чем объясняется и их название. Главным механизмом генерации аномального химического состава в атмосферах CP звезд является диффузионная сегрегация химических элементов. Этот механизм эффективен лишь в случае спокойных атмосфер, т.е. атмосфер, в которых не происходит перемешивания вещества вследствие конвекции или меридиональной циркуляции и у которых звездный ветер крайне слабый.

В таких спокойных атмосферах CP звезд наблюдается часто и аномальное содержание изотопов многих элементов, особенно тяжелых металлов. Оно может отличаться от солнечно-земного относительного содержания до нескольких порядков величины. Для объяснения механизма генерации наблюдаемого аномального изотопного состава Атутовым и Шалагиным [1] на основе лабораторных экспериментов и теоретического анализа был предложен механизм светоиндуцированного дрейфа (СИД). Пока этот механизм является единственным, способным объяснить аномальное содержание изотопов элементов в атмосферах CP звезд.

Нами была разработана изложенная ниже более детальная теория для описания СИД [2, 3, 4]. Для правильного количественного описания СИД для любого изучаемого элемента необходимо использовать как можно более точные данные о сверхтонком и изотопическом расщеплении спектральных линий. Сверхтонкое расщепление спектральных линий вызвано взаимодействием магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов ядра с электронной оболочкой. Изотопическое расщепление спектральных линий обусловлено, во-первых, смещением электронных квантовых состояний в предположении точечной массы ядра (эффект массы) и, во-вторых, размером ядра и распределением электронного заряда в нем (эффект объема). Как теоретическое так и экспериментальное определение этих расщеплений довольно сложная задача, вследствие чего база данных для расчета СИД до сих пор довольно неполная и часто неточная.

2. Диффузионное изменение концентрации атомов и ионов

Приступим теперь к рассмотрению формул, необходимых для исследования СИД. Найдем эволюционное изменение концентрации изотопа i изучаемого элемента по отношению к его начальной концентрации, обозначим эту относительную концентрацию C_i . Формулой, описывающей это изменение, является уравнение непрерывности. Оказывается, что нахождение такой формы уравнения непрерывности, которая была бы устойчивой при численном решении на основе данных модели атмосферы, довольно сложная задача. Наши многочисленные попытки привели наконец к выводу, что наиболее стабильным при численных расчетах является уравнение непрерывности приведенное к виду

$$\frac{d \ln C_i}{dt} = \nu_i + \left(\frac{d \ln \mu}{dn} \right)^{-1} \left(\frac{d\nu_i}{dn} + \nu_i \frac{d \ln C_i}{dn} \right). \quad (14)$$

В этой формуле введена величина

$$\nu_i = \rho V_i / \mu, \quad (15)$$

которая имеет размерность частоты. Здесь ρ – плотность звездной атмосферы, μ – столбцевая плотность звездной атмосферы и V_i – скорость диффузии. Обратим внимание на то, что все производные в формуле (14) взяты относительно номера слоя n звездной атмосферы. В численных расчетах мы вычислили их при помощи полиномов 4-го порядка интерполяции Лагранжа при постоянном шаге аргумента, являющегося в данном случае номером слоя.

Приступим теперь к выводу формул, нужных для определения величин, содержащихся в уравнениях (14) и (15). Начнем с уравнения для скорости диффузии V_i с учетом светоиндуцированного дрейфа. В спокойной звездной атмосфере без учета тепловой диффузии имеет место уравнение

$$V_i = a_i t_i - \Delta_i \frac{d \ln \rho C_i}{dr}, \quad (16)$$

означающее, что скорость диффузии определяется суммой средней скорости свободного пробега изучаемых частиц и скорости диффузии вследствие наличия градиента содержания рассматриваемого иона. В этой формуле Δ_i – коэффициент диффузии, t_i – время свободного

пробега между столкновениями и a_i – эффективное ускорение под действием гравитации, светового давления и СИД:

$$a_i = \sum_j a_i^j X_j, \quad (17)$$

где X_j – степень ионизации иона j и a_i^j его полное ускорение. Коэффициент диффузии Δ_i и время свободного пробега t_i связаны соотношением

$$\Delta_i = kTt_i/M_i. \quad (18)$$

Теперь мы можем формулу (16) написать в виде

$$V_i = \Delta_i \left(\frac{M_i a_i}{kT} - \frac{d \ln \rho C_i}{dr} \right). \quad (19)$$

Последний член в этой формуле можно преобразовать к виду

$$\frac{d \ln \rho C_i}{dr} = \frac{d \ln \rho C_i}{dn} \frac{dn}{dr} = \frac{d \ln \rho C_i}{dn} \frac{\rho}{\mu} \left(\frac{d \ln \mu}{dn} \right)^{-1}. \quad (20)$$

Численные значения массива $d\rho/dn$ определяют по данным модели атмосферы.

Как видно из вышеприведенных формул, при достижении равновесия ($V_i = 0$) независимо от значения Δ_i мы имеем

$$\frac{d \ln \rho C_i}{dn} = \frac{M_i a_i \mu}{kT \rho} \frac{d \ln \mu}{dn} \quad (21)$$

или иначе

$$\frac{d \rho C_i}{dn} = C_i \frac{M_i a_i}{kT} \frac{d \mu}{dn}. \quad (22)$$

Ускорение a_i зависит от концентрации C_i , и, вследствие этого, уравнение (20) решается только итеративно.

Формулу коэффициента диффузии для ионов Δ_i мы взяли из статьи Гонсалес и др. [5], усреднив коэффициент диффузии по ионизационным состояниям. Следуя той же работе, для нейтральных атомов мы использовали коэффициенты диффузии, соответствующие модели столкновений твердых сферических частиц. Для ионов мы использовали формулы дальнегодействующего кулоновского взаимодействия между ними. Вдобавок мы приняли, что атомарная поляризуемость

связана с силой взаимодействия пропорциональностью r^{-5} и, следовательно, добавочный интегральный вклад в радиус сферы Дебая пропорционален r^{-4} .

Рассмотрим теперь коэффициент диффузии с учетом этого добавочного вклада. Согласно классическим представлениям, вклад ядра в коэффициент диффузии ионов дает прибавку лишь вне сферы Дебая, вследствие чего соответствующее поперечное сечение для них снижается на множитель

$$\phi_j = (1 - \delta_{0j})D_0^2/D_j^2, \quad (23)$$

где D_j – коэффициент диффузии ионов со степенью ионизации j . Радиус жесткого ядра мы взяли соответствующим основному квантовому числу в водородоподобном приближении. Получаем общий коэффициент диффузии СИД, обусловленный всеми ионами j данного изотопа

$$\Delta_i = \sum_j (D_0\phi_j + D_j)X_j. \quad (24)$$

Турбулентность сильно влияет на диффузию. Наличие макротурбулентности исключает диффузию вообще. Влияние же микротурбулентности на диффузию, как показал Шацман [6], учитывается добавочным коэффициентом диффузии, а именно

$$V_i = a_i t_i - (\Delta_i + D_T) \frac{d \ln \rho C_i}{dr}, \quad (25)$$

где D_T является коэффициентом турбулентной диффузии. К сожалению, реалистическая оценка значения D_T на основе физических представлений пока не получена. Все же, по-видимому, $D_T \gg \Delta_i$, в результате чего равновесный градиент $|\ln C_i|$ существенно меньше, чем в случае идеально спокойной звездной атмосферы. Итак, диффузия в микротурбулентной атмосфере будет происходить намного (даже на несколько порядков величины) медленнее, чем в случае полностью неподвижной атмосферы, или даже отсутствовать вообще.

3. Эффективное ускорение изотопов при светоиндуцированном дрейфе

В приведенных выше формулах вклад СИД учитывается через вызываемое им добавочное ускорение. Сущность СИД объясняется следу-

ющей цепью физических процессов. При поглощении фотонов электроны переходят в более высокие квантовые состояния, и поперечное сечение столкновений возбужденных атомарных частиц увеличивается, вследствие чего их пути свободного пробега уменьшаются. В синем крыле спектральной линии фотоны в радиативном потоке поглощаются теми частицами, движение которых направлено в атмосфере вверх, а в красном крыле – наоборот. Импульс фотона значительно меньше импульса теплового движения атомарных частиц в атмосфере звезды, и поэтому после поглощения фотона эти частицы продолжают движение в том же направлении, что и раньше. Если поток излучения в синем крыле спектральной линии больше, чем в красном, то среди движущихся вверх частиц число менее подвижных возбужденных частиц будет больше, чем среди движущихся вниз. Вследствие этого появляется дрейф этих частиц вниз. Итак, дрейф генерируется асимметрией потока излучения в пределах спектральной линии. Обыкновенно блендирование спектральных линий имеет квазислучайный характер, и поэтому никакого суммарного дрейфа нет. Однако у изотопов определенного элемента все спектральные линии смещены в одну сторону и их влияние суммируется. У тяжелых элементов спектральные линии легких изотопов смещены к более коротким длинам волн, их красные крылья блендированы линиями более тяжелых изотопов – результатом является дрейф легких изотопов вниз. У тяжелых изотопов же, напротив, блендированы синие крылья, и поток излучения, как правило, больше в красных крыльях, вследствие чего генерируется дрейф вверх.

Как нами было показано в предыдущих работах [3, 4], для переходов из нижнего квантового состояния l в верхнее квантовое состояние u соответствующее ускорение СИД можно представить в виде

$$a_{ul}^d = qD \frac{\pi}{c} \int_0^{\infty} \sigma_{ul}^0 \frac{\partial W(u_\nu, a)}{\partial u_\nu} F_\nu d\nu . \quad (26)$$

Здесь F_ν – монохроматический поток излучения и $W(u_\nu, a)$ – функция Фойгта, зависящая от безразмерного аргумента $u_\nu = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ и параметра функции Фойгта $a = \Gamma/(4\pi\Delta\nu_D)$, где $\Delta\nu_D$ – доплеровская ширина линии. Далее, σ_{ul}^0 является полным поперечным сечением взаимодействия на грамм изучаемого изотопа. Множитель q определяется отношением среднего теплового импульса частиц к импульсу поглоща-

емого фотона $q = Mv_{Tc}/(2h\nu)$ и имеет величину порядка 10^4 . Степень эффективности СИД определяется соотношением

$$D = (G_u - G_l)/(A_u + G_u), \quad (27)$$

где величины G – частоты неупругих столкновений частиц в квантовых состояниях, описываемых соответствующими индексами, а величина A_u – частота спонтанных переходов из верхнего состояния в любое другое состояние. Множитель D изменяется в пределах от $5 \cdot 10^{-3}$ в внешних слоях атмосферы до 0.25 во внутренних слоях. Пожалуй, самая сложная проблема для уточнения расчетов СИД – это нахождение более точных выражений для частоты столкновений G .

4. Особенности диффузии под действием СИД

Для появления СИД спектральные линии изотопов должны частично перекрываться, чтобы возникла систематическая асимметрия профилей спектральных линий, вызывающая СИД. При этом происходит оседание тех изотопов, у которых в спектральных линиях поток излучения в красном крыле сильнее чем в синем. Основной закономерностью изотопического смещения спектральных линий тяжелых элементов является то, что чем больше атомный вес изотопа, тем в более длинноволновую сторону смещены спектральные линии. Вследствие этого происходит погружение легких изотопов и всплывание тяжелых. Отметим, что для легких элементов (например, гелия) изотопическое смещение противоположно, из-за чего легкий изотоп всплывает, а тяжелый тонет.

В асимметричных спектральных линиях степень радиативного возбуждения, а, следовательно, и свободный пробег изучаемых атомарных частиц, зависит от их радиальной тепловой скорости. Вследствие асимметрии свободных пробегов в атмосфере и появляется СИД, который можно описать в терминах эквивалентного ускорения (26), прибавляемого к радиативному и гравитационному ускорениям.

Основные требования при расчете светоиндуцированного дрейфа следующие.

- Спектральный шаг в расчетах должен быть очень маленький, в наших вычислениях шаг соответствует доплеровскому смещению 60 м/сек, (разрешение 5 000 000).

Таблица 1. Изотопический состав ртути.

	^{198}Hg	^{199}Hg	^{200}Hg	^{201}Hg	^{202}Hg	^{204}Hg
Солнце, % [12]	9.97	16.87	23.10	13.18	29.89	6.87
HR7775, % [13]	0.10	0.00	0.00	0.40	37.50	62.00

- Необходимо детальное вычисление лучистого давления и светоиндуцированного дрейфа как можно в большем количестве спектральных линий (и в континууме).
- Для расчетов нужны очень точные длины волн спектральных линий и точные поперечные сечения физических процессов, участвующих в образовании дрейфа.

5. Исходные данные и результаты эволюционного моделирования

Для проведения эволюционных расчетов необходимо иметь высококачественные исходные данные, учитывающие по возможности наиболее точно сверхтонкое и изотопическое расщепление спектральных линий. Данные о спектральных линиях были взяты из списка Куруца [7] и банка атомных данных VALD [8]. Изотопическое расщепление для большинства линий ртути было вычислено путем использования относительных сдвигов согласно Стриганову и Донцову [9]. Наш список данных о сверхтонкой и изотопической структуре, а также о силах осцилляторов спектральных линий ртути мы улучшили и дополнили на основе данных, приведенных в статьях Проффитта и др. [10] и Смита [11]. В вычислениях использовалось 99 линий HgI – III, включая 8 резонансных линий.

Все вычисления проведены для модели атмосферы HgMn звезды HR7775 с параметрами $T_{eff} = 10\,750$, $\log g = 4$, $V \sin i = 0$, $V_{turb} = 0$. Мы приняли солнечное содержание элементов и изотопов по работе Андерса и Гревессе [12], согласно которой солнечное содержание ртути $\log N_{\text{Hg}}^{\text{solar}} = -10.91$ (в шкале, где $\log N_{\text{total}} = 0$). Атмосфера химически пекулярной звезды HR7775 отличается высоким содержанием ртути (solar + 4 dex) и необычным распределением изотопов – наблюдаются практически только два самых тяжелых изотопа [13]. Использованный при вычислениях изотопический состав ртути приведен в таблице 1.

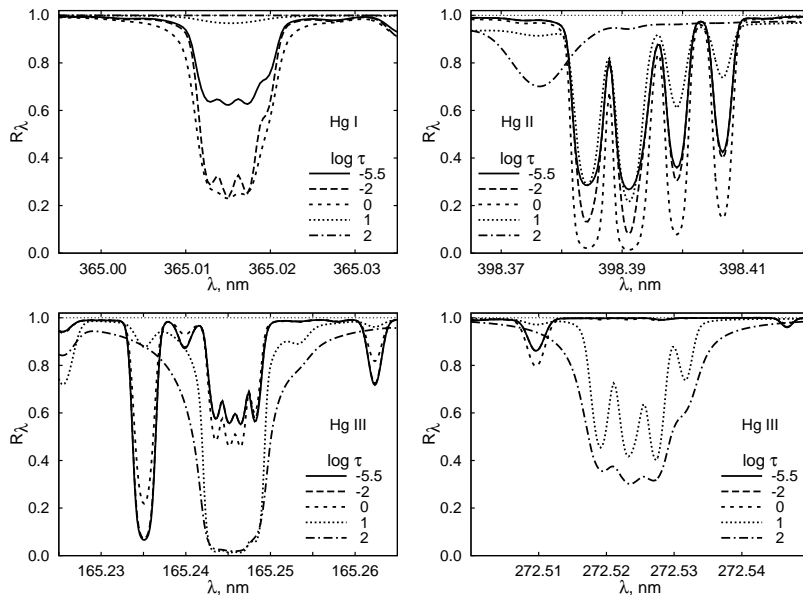


Рис. 1. Образование изотопически расщепленных линий ртути в атмосфере CP звезды. Профиль линии HgI образуется во внешних слоях атмосферы, линии HgII – в средних слоях и несколько ослабляется во внешних слоях, а линии HgIII – в нижних слоях и ослабляется к внешним слоям, часто не доходя до поверхности.

Примеры образования профилей изотопически расщепленных линий ртути HgI – HgIII в атмосфере химически пекулярной звезды с содержанием ртути на 6 порядков величины больше солнечного и солнечным распределением изотопов приведены на рис. 1. Типичные линии HgI образуются во внешних слоях атмосферы, линии HgII – в средних слоях, а линии HgIII – в глубоких слоях. Взаимное перекрытие линий изотопов приводит к асимметрии профилей, которая и вызывает СИД.

При моделировании мы пренебрегали не-ЛТР эффектами и присутствием магнитного поля. Граничные значения скоростей диффузии во внешнем слое мы считали нулевыми, т.е. полагали отсутствие

звездного ветра. На внутренней границе атмосферы использовалась линейная интерполяция потоков изотопов ртути. Было вычислено эволюционное изменение относительных концентраций C_i всех изотопов (начальные значения $C_i = 1$) для случаев с начальным содержанием ртути $\log N_{\text{Hg}} = \text{solar}, \text{solar} + 3 \text{ dex}, \text{solar} + 6 \text{ dex}$ при солнечной смеси изотопов, а также с начальным составом, соответствующим HR7775.

Рассмотрим теперь картину эволюционной сегрегации изотопов ртути в звездных атмосферах с различным начальным содержанием ртути. Сверхтонкое расщепление спектральных линий изотопов с нечетным числом барионов может запутать последовательность спектральных линий различных изотопов и тем самым существенно усложнить эволюционную картину формирования распределения изотопов внутри звездной атмосферы. Общие закономерности формирования распределения изотопов ртути в спокойной атмосфере на ранних этапах эволюции проиллюстрированы на рисунках 2 – 5.

Эволюционные изменения в спокойных звездных атмосферах происходят очень быстро, особенно во внешних слоях атмосферы. Диффузионные процессы в случае исходного солнечного содержания происходят примерно в 10 раз медленнее, чем в атмосфере с содержанием ртути $\log N_{\text{Hg}} = \text{solar} + 3 \text{ dex}$ и в 100 раз медленнее, чем в атмосфере с начальным содержанием ртути $\log N_{\text{Hg}} = \text{solar} + 6 \text{ dex}$.

Общими закономерностями во всех этих случаях является то, что быстрее всего происходит сегрегация изотопов с четным числом нуклонов, поскольку у них отсутствует сверхтонкое расщепление состояний, способствующее торможению сегрегации. Во внутренних слоях атмосферы быстрее всех тонет изотоп ^{202}Hg . Самый тяжелый изотоп ^{204}Hg всплывает, и во внешних слоях его содержание приближается к стационарной величине.

В начале эволюционного процесса в звезде с солнечным содержанием и распределением изотопов ртути лучистое ускорение преобладает, вызывая рост содержания всех изотопов Hg (рис. 2). Во внешних слоях атмосферы этот процесс происходит намного быстрее, чем в более плотных внутренних слоях. С увеличением содержания ртути роль СИД также увеличивается, и начинается процесс разделения изотопов.

Эволюционный процесс в атмосфере с высоким начальным содержанием ртути, а именно в миллион раз выше солнечного ($\text{solar} + 6 \text{ dex}$), определяется светоиндуцированным дрейфом (рис. 3). Содержание изотопов ^{199}Hg и ^{201}Hg во внешних слоях атмосферы растет, но в более

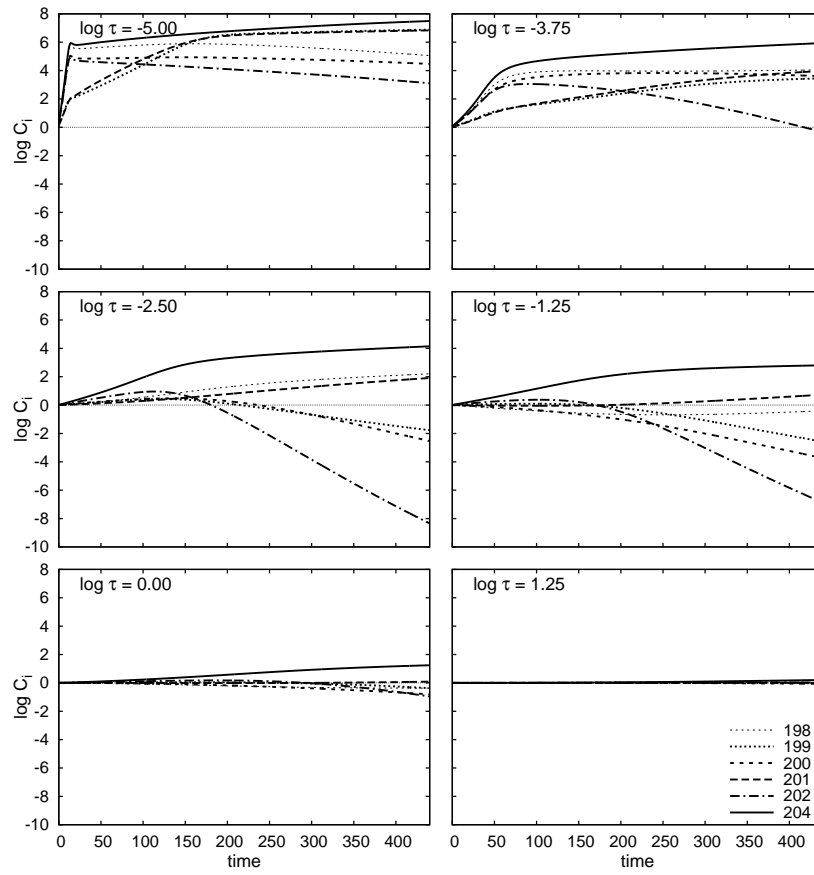


Рис. 2. Разделение изотопов ртути в звездной атмосфере с параметрами $T_{eff} = 10\,750$ К, $\log g = 4.0$. Исходное содержание ртути и смесь изотопов соответствуют солнечным. На шести панелях показано изменение со временем логарифма относительной концентрации изотопов ртути на шести различных глубинах в атмосфере.

глубоких слоях происходит их оседание, что запутывает картину эволюции. На рисунке 3 видно, насколько резко замедляется процесс сегрегации при росте плотности атмосферы во внутренних слоях, так

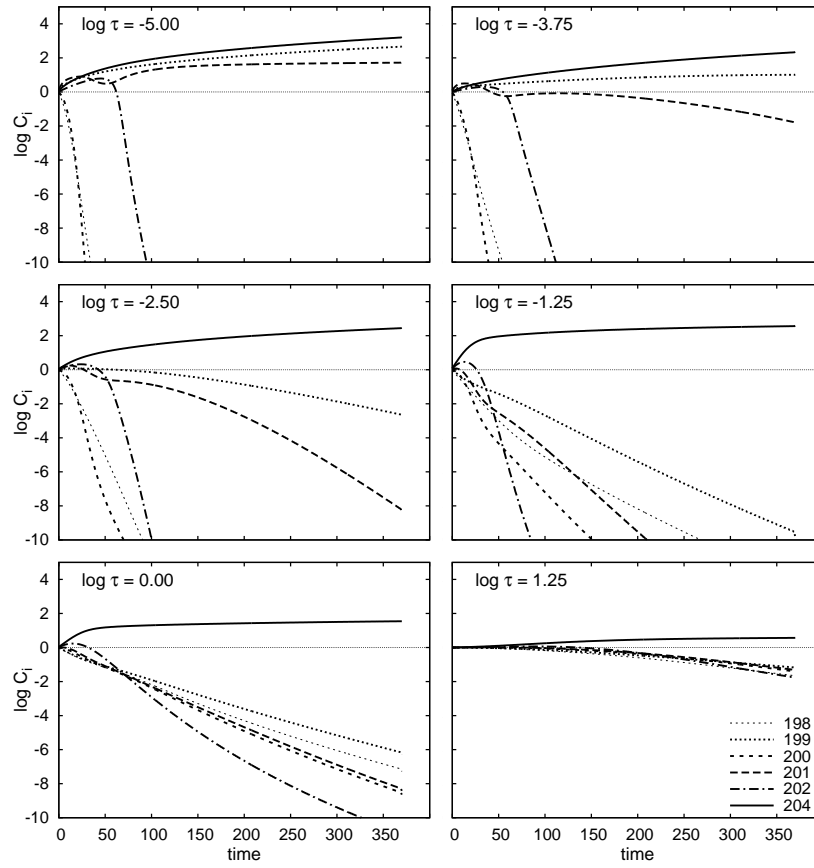


Рис. 3. Разделение изотопов ртути в звездной атмосфере с параметрами $T_{eff} = 10\,750\text{ K}$, $\log g = 4.0$. Исходное содержание ртути $\log N_{\text{Hg}} = \text{solar} + 6\text{ dex}$, отношение изотопов соответствует солнечному. На шести панелях показано изменение со временем логарифма относительной концентрации изотопов ртути на шести различных глубинах в атмосфере.

что в глубоких слоях атмосферы за рассмотренное время эволюции содержание изотопов практически не изменяется.

При начальном содержании ртути в тысячу раз выше солнечного

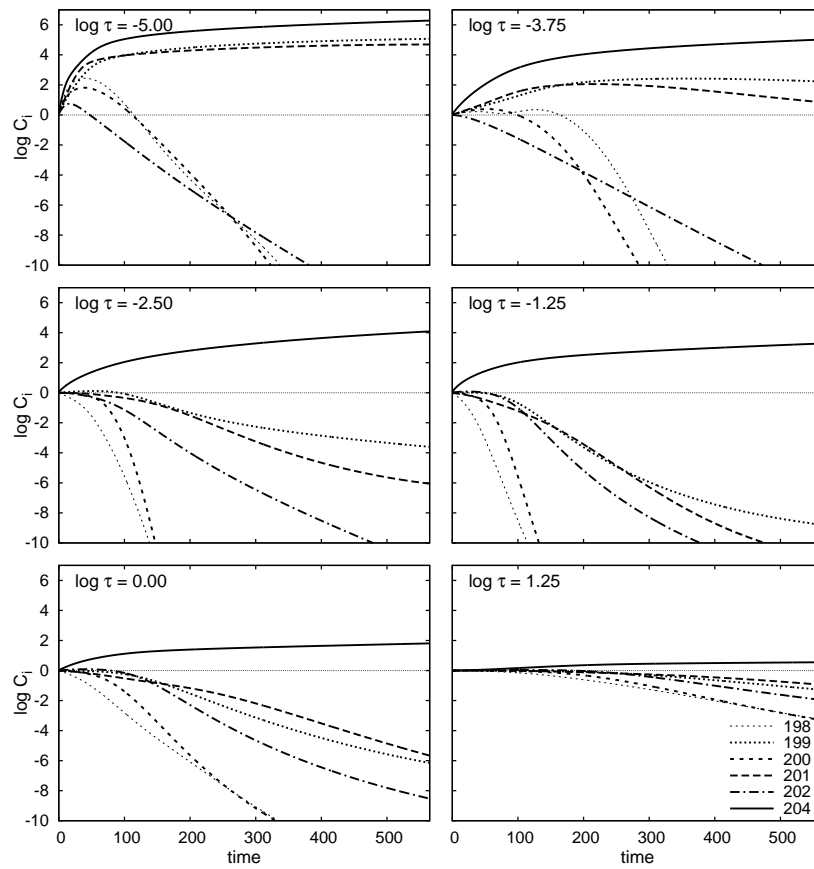


Рис. 4. Разделение изотопов ртути в звездной атмосфере с параметрами $T_{eff} = 10\,750\text{ K}$, $\log g = 4.0$. Исходное содержание ртути $\log N_{Hg} = \text{solar} + 3\text{ dex}$, отношение изотопов соответствует солнечному. На шести панелях показано изменение со временем логарифма относительной концентрации изотопов ртути на шести различных глубинах в атмосфере.

(рис. 4) эволюционная сегрегация изотопов происходит в общих чертах так же, как в случае $\text{solar} + 6\text{ dex}$. Отличительной чертой является то, что вначале во внешних слоях атмосферы преобладает лучевое давлe-

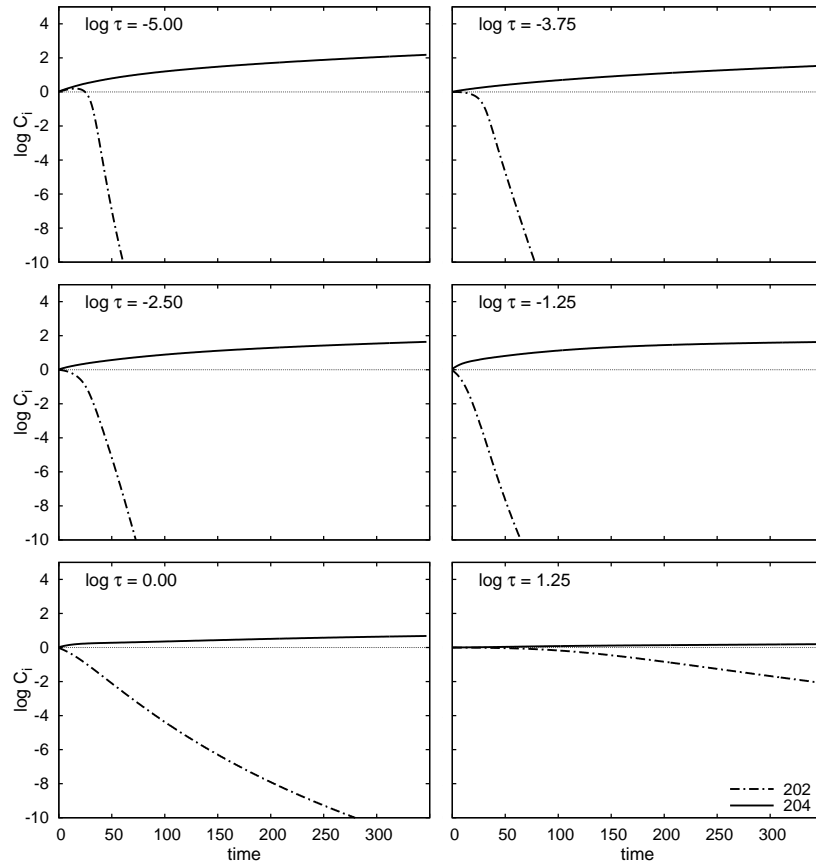


Рис. 5. Разделение изотопов ртути в звездной атмосфере с параметрами $T_{eff} = 10\,750\text{ K}$, $\log g = 4.0$, исходным содержанием и распределением изотопов Hg соответствующим HgMn звезде HR 7775. На шести панелях показано изменение со временем логарифма относительной концентрации изотопов ртути на шести различных глубинах в атмосфере.

ние, вызывающее всплывание всех изотопов ртути.

В атмосфере химически пекулярной звезды HR7775, где фактически присутствуют только два самых тяжелых изотопа ^{204}Hg и ^{202}Hg ,

происходит дальнейшее усиление аномалии изотопического состава (рис. 5). Изотоп ^{202}Hg тонет, и через некоторое время в атмосфере будет наблюдаться только самый тяжелый изотоп ^{204}Hg , что имеет место, например, в атмосфере HgMn звезды χ Lurі.

Лучевое давление преобладает при низком содержании ртути потому, что в этом случае перекрытие слабых линий изотопов ртути не может вызывать существенной асимметрии профилей спектральных линий, а тем самым и явления СИД. Независимо от содержания ртути, роль СИД существенно больше в глубоких слоях атмосферы. Это обусловлено прежде всего увеличением величины q в выражении (26), которая приблизительно пропорциональна плотности атмосферы. Кроме того, во внешних слоях электроны возбужденных состояний переходят на нижние состояния прежде, чем происходят столкновения с другими частицами, в результате чего эффективность светоиндуцированного дрейфа D меньше (см. (27)).

6. Основные выводы

Единственный пока известный эффективный физический процесс, вызывающий диффузионную сегрегацию изотопов химических элементов в спокойных атмосферах звезд – это СИД. Именно этот механизм приводит и к аномальному изотопическому составу тяжелых элементов, наблюдаемому в атмосферах CP звезд.

СИД эффективен лишь в спокойных атмосферах, т.е. в тех атмосферах, где отсутствуют конвекция, вызываемая вращением звезды меридиональная циркуляция и где звездный ветер крайне слаб.

Для ртути и других тяжелых элементов СИД приводит к левитации (всплыванию) самого тяжелого изотопа и поочередной седиментации (оседанию) более легких изотопов. Явление седиментации усложняется вследствие сверхтонкого расщепления спектральных линий изотопов с нечетным числом барионов. По-видимому, вследствие этого и появляются нетривиальные изотопические аномалии в атмосферах многих ртутно-марганцевых звезд.

Содержание изотопов в атмосферах CP звезд может существенно изменяться с глубиной, что подтверждается и наблюдениями [14].

Для более адекватного описания процесса диффузионной стратификации нужно должным образом учесть микротурбулентность, а также охватить всю оболочку звезды с учетом звездного ветра.

Мы благодарны Эстонскому Научному Фонду за финансовую поддержку грантом ETF 6105.

Список литературы

1. Атутов С.Н., Шалагин А.М. 1988, ПАЖ, 14, 284
2. Sapar A., Aret A. 1995, A&ATr, 7, 1
3. Aret A., Sapar A. 2002, Astr. Nachr., 323, 1, 21
4. Sapar A., Aret A., Poolamäe R. 2005, EAS Publ. Series, 17, 341
5. Gonzalez J.-F., LeBlanc F., Artru M.-C., Michaud G. 1995, A&A, 297, 223
6. Schatzman E. 1969, A&A, 3, 331
7. Kurucz, R. 1993, SYNTHE Spectrum Synthesis Programs and Line Data, CD-ROM, No. 18
8. Kupka F., Ryabchikova T.A., Piskunov N.E., et al. 2000, Baltic Astronomy, 9, 590
9. Стриганов А. Р., Донцов Ю.П. 1955, УФН, 55, 315
10. Proffitt C. R., Brage T., Leckrone D. S., et al. 1999, ApJ 512, 942
11. Smith K. C. 1997, A&A, 319, 928
12. Anders E., Grevesse N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
13. Dolk L., Wahlgren G. M., Hubrig S. 2003, A&A, 402, 299
14. Ryabchikova, T. 2005, EAS Publ. Series, 17, 253